

Г. С. Макеева, О. А. Голованов, М. А. Чиркина

СПИНОВАЯ ДИНАМИКА В РЕШЕТКАХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОПРОВОЛОК В УСЛОВИЯХ СКИН-ЭФФЕКТА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Аннотация. Исследуются особенности спектра спин-волнового резонанса, обусловленные влиянием скин-эффекта на частоте 30 ТГц в двумерных периодических решетках ферромагнитных металлических нанопроволок (диаметр $2r = 10\text{--}25$ нм, длина $l = 300$ нм, период нанорешетки $a = 3,5r$, $b = 1,25l$, $c = 2r$) при различной ориентации вектора постоянного поля подмагничивания $\vec{H}_0$ к оси нанопроволок.

Ключевые слова: спин-волновой резонанс, скин-эффект, периодические решетки, ферромагнитные нанопроволоки, поле подмагничивания.

Abstract. The properties of localized standing spin wave resonances are investigated for a regular 2D array of ferromagnetic metallic nanowires (10–25 nm diameter, 300 nm long, periodicity $a = 3,5r$, $b = 1,25l$), magnetized at different orientation of the bias magnetic field H_0 with respect to the wire axis at the frequency $f = 30$ GHz.

Keywords: standing spin wave resonances, skin-effect, regular array, ferromagnetic nanowires, bias magnetic field.

Введение

Уникальные эффекты, которые демонстрируют магнитофотонные кристаллы, привлекают к себе внимание исследователей. Одним из наиболее интересных направлений является изучение способов управления спектральными свойствами таких структур в гигагерцовом и терагерцовом частотных диапазонах [1, 2]. Использование магнитных материалов в составе фотонных кристаллов позволяет управлять спектром пропускания фотонного кристалла, прикладывая внешнее постоянное магнитное поле [2].

В данной работе исследуется спектр спин-волнового резонанса в двумерных периодических решетках ферромагнитных (железных) нанопроволок при различной ориентации вектора постоянного поля подмагничивания $\vec{H}_0$ к оси нанопроволок в условиях скин-эффекта на частоте 30 ТГц. При анализе спектра в модели учитывается глубина проникновения электромагнитного поля в ферромагнитный металл и вызванное этим нарушение однородности распределения намагниченности.

1. Математическая модель и анализ спин-волновых резонансов в решетке ферромагнитных металлических нанопроволок

Для учета скин-эффекта, существенного в терагерцовом диапазоне для ферромагнитных металлических нанопроволок с высокой проводимостью, разработана математическая модель на основе совместного решения уравнений Максвелла и уравнения движения вектора намагниченности в форме Ландау – Лифшица с учетом обменного взаимодействия [3]. Неоднородное распределение намагниченности, возникающее в поверхностном слое ферромагнитного металла нанопроволок в решетке с периодом порядка радиуса

проволоки (при уменьшении расстояния между нанопроволоками до длины обменного взаимодействия), требует учета неоднородного обменного взаимодействия в уравнении Ландау – Лифшица.

Получено решение краевой задачи дифракции для ТЕМ-волны ($\vec{E} = E \vec{x}_0$, $\vec{H} = H \vec{y}_0$ с волновым вектором $\vec{k}$, частотой ω и амплитудой $C_{1(1)}^+(\omega)$), распространяющейся вдоль оси z (рис. 1), при различной ориентации вектора постоянного поля подмагничивания $\vec{H}_0$.

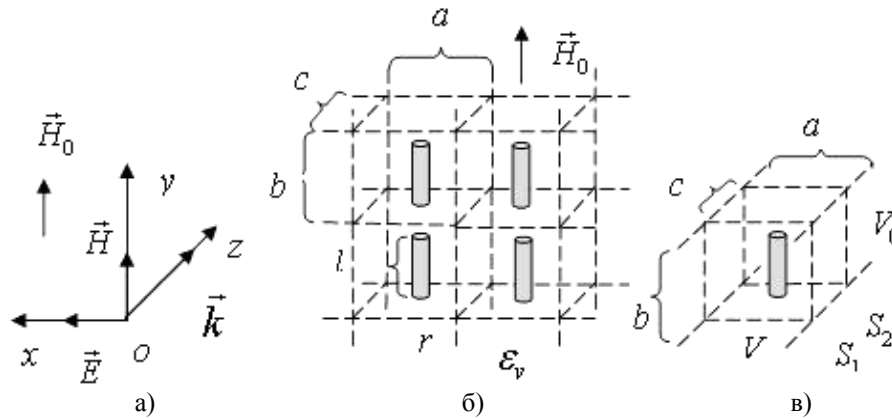


Рис. 1. Дифракция электромагнитной волны на периодической решетке магнитных нанопроволок: а – ориентация падающей ТЕМ-волны с волновым вектором $\vec{k}$; б – двумерная решетка намагниченных ферромагнитных нанопроволок; в – автономный блок с каналами Флоке, содержащий магнитную нанопроволоку

При помощи декомпозиционного вычислительного алгоритма, разработанного на основе автономных блоков с каналами Флоке с магнитными нановключениями (МФАБ) [4], рассчитан модуль коэффициента прохождения $|T_{21}|$ ТЕМ-волны через двумерную периодическую решетку ферромагнитных нанопроволок (период нанорешетки $a = 3,5r$, $b = 1,25l$; диаметр $2r = 10$ нм, длина нанопроволок $l = 300$ нм) в зависимости от величины постоянного поля намагничивания H_0 при различной ориентации вектора постоянного поля подмагничивания $\vec{H}_0$ (кривые а–д на рис. 2)) на частоте $f = 30$ ТГц.

Расчет выполнен при следующих параметрах ферромагнетика (железо): намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 21580$ Гс, константа обменного взаимодействия $A = 2,2 \cdot 10^{-9}$ Э·см², проводимость $\sigma = 1,03 \cdot 10^5$ Ом⁻¹·см⁻¹, параметр диссипации $\alpha = 0,0023$ [3]. Ферромагнитные нанопроволоки расположены в немагнитной диэлектрической матрице – среде с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_v = 5$ и относительной магнитной проницаемостью $\mu_v = 1$.

Как следует из полученных результатов математического моделирования (рис. 2), зависимости модуля коэффициента прохождения $|T_{21}|$ ТЕМ-волны через периодическую решетку магнитных нанопроволок имеют

экстремумы (кривые $a-d$ на рис. 2), положение которых не зависит от ориентации поля намагничивания $\vec{H}_0$ и определяется только величиной H_0 .

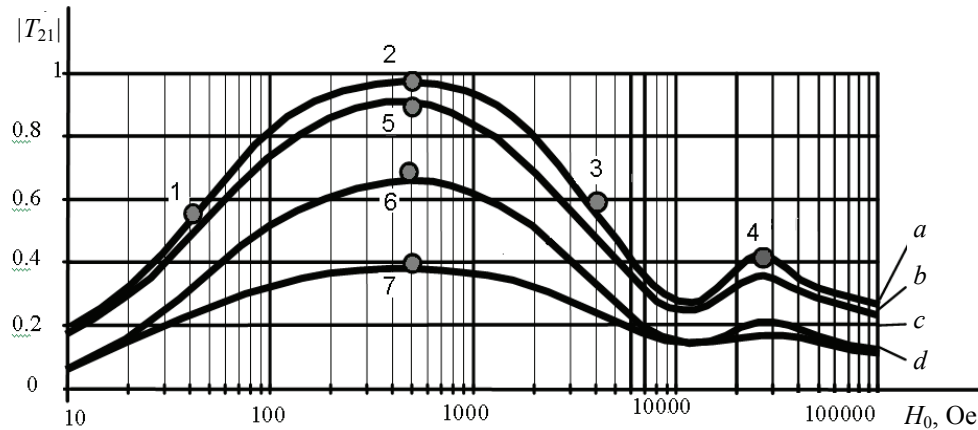


Рис. 2. Парциальные резонансы и антирезонансы спин-волновых мод в двумерной периодической решетке ферромагнитных нанопроволок в зависимости от величины постоянного магнитного поля намагничивания H_0 при изменении ориентации $\vec{H}_0$: $f = 30$ ТГц; $2r = 10$ нм; $l = 300$ нм; $a = 3,5r$, $b = 1,25l$; кривые a : $\beta = 0^\circ$, $\alpha = \gamma = 90^\circ$; b : $\beta = 11,5^\circ$, $\alpha = \gamma = 82^\circ$; c : $\beta = 70^\circ$, $\alpha = \gamma = 72^\circ$; d : $\beta = 89^\circ$, $\alpha = \gamma = 56^\circ$ (α – угол между вектором $\vec{H}_0$ и осью ox ; β – угол между вектором $\vec{H}_0$ и осью oy)

Кривые $a-d$ имеют характерные экстремумы, отвечающие спин-волновым модам спектра, при этом изменение направления вектора поля намагничивания $\vec{H}_0$ практически не сказывается на положении этих экстремумов и приводит к значительному уменьшению их амплитуды.

Для ферромагнитных металлических нанопроволок толщина скин-слоя δ_1 определяется равенством [3]

$$\delta_1 = \delta / \left(|\mu_{\text{эф}}| + \mu_{\text{эф}}'' \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где δ – толщина скин-слоя в металле (при $\mu = \mu_0$), $\mu_{\text{эф}} = \mu_{\text{эф}}' - i\mu_{\text{эф}}''$ – эффективная скалярная магнитная проницаемость [3], которая зависит от компонентов тензора динамической высокочастотной магнитной проницаемости $\hat{\mu} = 1 + 4\pi\hat{\chi}$, здесь $\hat{\chi}$ – тензор динамической высокочастотной магнитной восприимчивости [5].

В общем случае компоненты $\chi_{ij}(\vec{k}, \omega)$ тензора $\hat{\chi}$ являются функциями не только частоты ω , но и волнового вектора $\vec{k}$ [5]. Это означает, что кроме частотной дисперсии существует еще и пространственная дисперсия динамической высокочастотной магнитной восприимчивости $\hat{\chi}$ ограниченного ферромагнитного образца [5]. И если размеры L (диаметр $2r$ и длина l) ферромагнитных нанопроволок малы, но не удовлетворяют условию $L \gg 10^{-8}$ м [5], то пространственная дисперсия существенна и необходимо учитывать зависи-

мость тензора динамической высокочастотной магнитной восприимчивости $\hat{\chi}$ ферромагнитного образца с ограниченными размерами от волнового вектора $\vec{k}$. В этом случае тензор динамической высокочастотной магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ не только является функцией частоты, учитывает его магнитные характеристики, геометрию и ориентацию относительно СВЧ-поля [5], но и зависит от формы нанопроволок и геометрии магнитной нанорешетки.

При уменьшении размеров нанопроволок и периодичности решетки (переходе в масштаб длины обменного взаимодействия) тензор динамической высокочастотной магнитной проницаемости $\hat{\mu}(\vec{k}, \omega)$ описывает спектр коллективных мод дипольно-обменных СВ магнитной нанорешетки.

Поглощаемая магнитной нанорешеткой энергия определяется антиэрмитовой частью тензора динамической высокочастотной магнитной восприимчивости $\hat{\chi}(\vec{k}, \omega)$ [4], которая возрастает вблизи резонансных частот, т.е. собственных частот ω_{0n} различных спин-волновых мод соответствующего типа и порядка n .

В условиях спин-волнового резонанса дипольно-обменных СВ мнимая часть $\mu''_{\text{эф}}$ комплексной эффективной скалярной магнитной проницаемости $\mu'_{\text{эф}} = \mu'_{\text{эф}} - i\mu''_{\text{эф}}$ достигает максимума. На частотах спин-волнового резонанса толщина скин-слоя δ_1 (1) имеет малую величину. И в результате глубина проникновения электромагнитного поля в ферромагнитный металл уменьшается, поглощаемая магнитной нанорешеткой мощность возрастает.

Минимумы модуля коэффициента прохождения $|T_{21}|$ (рис. 2) отвечают максимумам $\mu''_{\text{эф}}$ и соответствуют возбуждаемым коллективным дипольно-обменным спин-волновым модам в магнитной нанорешетке на частотах ω_{0n} спин-волнового резонанса в магнитных нанопроволоках, определяемых внутренним магнитным полем $\vec{H}_{0\text{вн}}$.

Напротив, в условиях антирезонанса, когда $\mu'_{\text{эф}} = 0$, $\mu''_{\text{эф}} \rightarrow 0$, модуль коэффициента прохождения $|T_{21}|$ увеличивается и достигает максимума (рис. 2) в точках, определяемых частотой ферромагнитного резонанса магнитной нанорешетки [1] и зависящих от частот ω_{0n} спин-волнового резонанса дипольно-обменных мод.

Кривые на рис. 2 иллюстрируют существенное влияние глубины проникновения поля δ_1 в решетках ферромагнитных металлических нанопроволок в терагерцовом диапазоне, включая появление «окон прозрачности» вблизи точек антирезонанса, где глубина проникновения поля значительно увеличивается.

2. Спектр дипольно-обменных спин-волновых мод в условиях скин-эффекта в терагерцовом диапазоне

Методом МФАБ проведен электродинамический анализ спектра возбуждаемых дипольно-обменных спин-волновых мод в двумерных периодических решетках (рис. 1) ферромагнитных (железных) нанопроволок (диаметр $2r = 10$ и длина $l = 300$ нм) на электродинамическом уровне строгости (без упрощения уравнений Максвелла и граничных условий). Результаты числен-

ного моделирования распределения переменной намагниченности спин-волновых мод получены с учетом влияния скин-эффекта на частоте 30 ТГц. Распределение компоненты переменной намагниченности M_φ дипольно-обменных спин-волновых мод второго ($n = 2$) и низшего ($n = 1$) порядков в зависимости от координаты r на поперечном сечении нанопроволоки в условиях спин-волнового резонанса и антирезонанса представлены на рис. 3 для различных значений постоянного поля намагничивания H_0 , соответствующих точкам 1–4 на рис. 2.

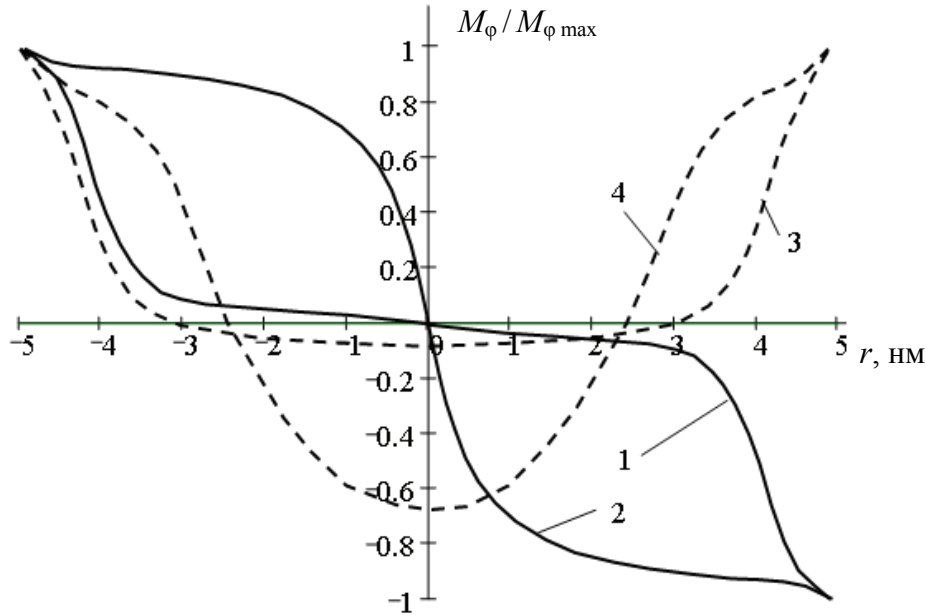


Рис. 3. Распределение намагниченности спин-волновой моды второго порядка в зависимости от радиуса r нанопроволоки: $\vec{H}_0 = 500 \text{ Э}$; $f = 30 \text{ ТГц}$; $c = 2r$; $b = 1,25l$; $a = 3,5r$; $2r = 10 \text{ нм}$; кривые 1: $\beta = 0^\circ$, $\alpha = \gamma = 90^\circ$; 2: $\beta = 11,5^\circ$, $\alpha = \gamma = 82^\circ$; 3: $\beta = 70^\circ$, $\alpha = \gamma = 72^\circ$; 4: $\beta = 89^\circ$, $\alpha = \gamma = 56^\circ$ (α – угол между вектором $\vec{H}_0$ и осью ox ; β – угол между вектором $\vec{H}_0$ и осью oy)

Как показывают результаты строгого математического моделирования, приведенные на рис. 3, при возрастании величины постоянного поля подмагничивания $\vec{H}_0$ дипольно-обменные спин-волновые моды второго порядка $n = 2$ (кривые 1, 2 на рис. 3) и низшего порядка $n = 1$ (кривые 3, 4 на рис. 3) возбуждаются пространственно однородным полем ТЕМ-волны. Это обусловлено влиянием скин-эффекта на частоте 30 ТГц и нарушением однородности распределения намагниченности в магнитных нанопроволоках решетки, вызванным скин-эффектом. Это радиальные поверхностные спин-волновые моды с комплексными волновыми числами [3], имеющие гиперболическое распределение переменной намагниченности (кривые 1–4 на рис. 3), которое удовлетворяет граничным условиям на поверхности нанопроволоки. Это распределение (кривые 1–4 на рис. 3) существенно зависит от изменяющейся в условиях спин-волнового резонанса и антирезонанса глубины проникновения электромагнитного поля в ферромагнитный металл.

В условиях спин-волнового резонанса моды глубина проникновения поля δ_1 в ферромагнитный металл резко уменьшается в пределах ширины кривой резонанса (точки 1, 3 на рис. 2), и распределение намагниченности спин-волновых мод (рис. 3), возникающее в поверхностном слое ферромагнитного металла нанопроволок, имеет гиперболическую зависимость (кривые 3, 4 на рис. 3). В условиях антирезонанса глубина проникновения поля δ_1 в ферромагнитный металл увеличивается в пределах ширины кривой антирезонанса и достигает локального максимума в точках антирезонанса мод (точки 2, 4 на рис. 2). Соответствующее распределение намагниченности спин-волновых мод имеет почти гармоническую зависимость (кривые 1, 2 на рис. 3).

Результаты более детального анализа спектра спин-волновых мод в условиях антирезонанса для фиксированного значения постоянного поля намагничивания $H_0 = 500$ Э (точки 2, 5–7 на рис. 2) представлены для моды второго порядка ($n = 2$) на рис. 4.

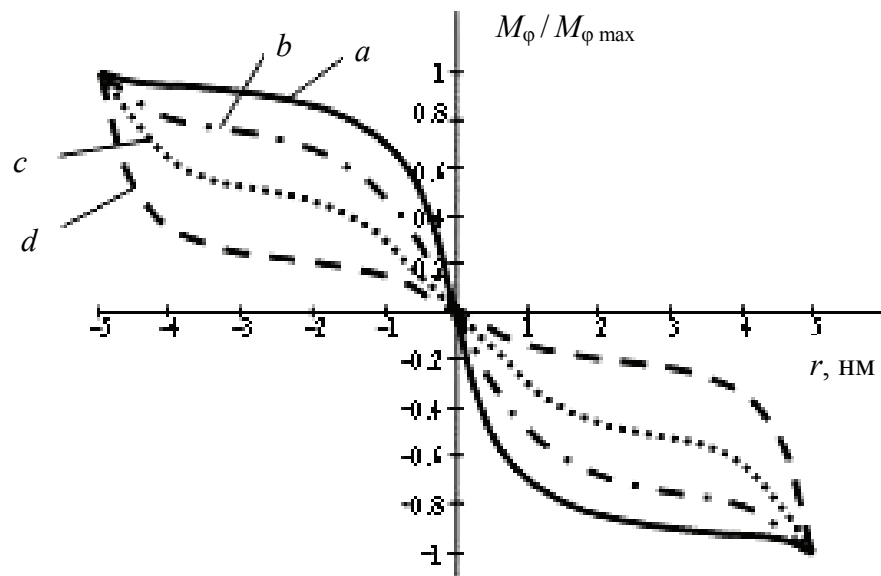


Рис. 4. Распределение намагниченности спин-волновой моды второго порядка в зависимости от радиуса r нанопроволоки: $\vec{H}_0 = 500$ Э; $f = 30$ ТГц; $c = 2r$; $b = 1,25l$; $a = 3,5r$; $2r = 10$ нм; $l = 300$ нм; кривые a : $\beta = 0^\circ$, $\alpha = \gamma = 90^\circ$; b : $\beta = 11,5^\circ$, $\alpha = \gamma = 82^\circ$; c : $\beta = 70^\circ$, $\alpha = \gamma = 72^\circ$; d : $\beta = 89^\circ$, $\alpha = \gamma = 56^\circ$ (α – угол между вектором $\vec{H}_0$ и осью ox ; β – угол между вектором $\vec{H}_0$ и осью oy)

Результаты моделирования показывают, что изменение ориентации вектора постоянного поля подмагничивания $\vec{H}_0$ относительно $\vec{H}_0 = H_0 \vec{e}_y$, направленного вдоль оси ферромагнитных нанопроволок (рис. 1), приводит к изменению характера мод вследствие уменьшения глубины проникновения поля δ_1 в ферромагнитный металл в сравнении с «эффективным» сечением нанопроволоки по отношению к падающей электромагнитной волне.

Радиальные спин-волновые моды имеют волновые числа $k \geq 1/2r$ порядка обратного размера $2r$; их резонансные частоты лежат в терагерцовом

диапазоне, если диаметр нанопроволок $2r < 10$ нм. Аксиальные (продольные) спин-волновые моды имеют меньшие по величине волновые числа $k \geq 1/l$ порядка обратного размера l (длины нанопроволок), поэтому именно радиальные спин-волновые моды определяют спиновую динамику в решетках ферромагнитных металлических нанопроволок в терагерцовом диапазоне частот.

Расчетные зависимости модуля коэффициента прохождения $|T_{21}|$ ТЕМ-волны через решетку ферромагнитных металлических нанопроволок (рис. 1) от величины постоянного поля намагничивания H_0 ($H_0 = H_0 y_0$) для нанопроволок различных диаметров $2r < \delta$ (кривые 1–4) на частоте $f = 30$ ТГц приведены на рис. 5. В зависимости от приложенного внешнего постоянного магнитного поля H_0 коэффициент прохождения $|T_{21}|$ имеет два экстремума (кривые 1–4 на рис. 5), соответствующие возбуждению первой и второй спин-волновым мод на частотах ω_{0n} спин-волнового резонанса. При этом положение минимумов и максимумов (в частности первого) зависит также и от соотношения диаметра $2r$ нанопроволок и их длины l .

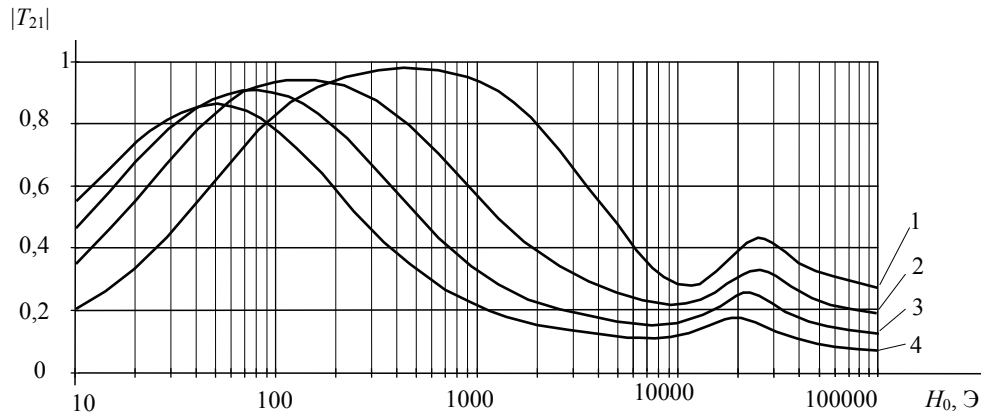


Рис. 5. Парциальные резонансы и антирезонансы спин-волновых мод в двумерной периодической решетке ферромагнитных нанопроволок в зависимости от величины постоянного магнитного поля намагничивания H_0 при диаметре нанопроволок $2r$

и периоде решетки a : $\vec{H}_0 = H_0 \vec{y}_0$; $f = 30$ ТГц; $a = 3,5r$, $b = 1,25l$, $c = 2r$;

$l = 300$ нм; кривые 1: $2r = 10$ нм; 2: $2r = 15$ нм; 3: $2r = 20$ нм; 4: $2r = 25$ нм

Эти минимумы и максимумы расположены, соответственно, в точках резонанса и антирезонанса, определяемых внутренним магнитным полем $\vec{H}_{0\text{вн}}$ [3].

Отношение диаметра $2r$ нанопроволок к периоду решетки и диаметра $2r$ нанопроволок к их длине l существенно влияет на анизотропию магнитной нанорешетки и, соответственно, на внутреннее магнитное поле $\vec{H}_{0\text{вн}}$, которое определяется анизотропией формы нанопроволоки и плотностью упаковки нанорешетки [1].

Если мы рассматриваем магнитную нанорешетку с малой плотностью упаковки ($2r = 25$ нм кривая 4 на рис. 5), используя модель бесконечно тонкого цилиндра с продольным направлением намагниченности, следует отме-

тить, что собственная частота ω_{0n} спин-волновой моды второго порядка $n = 2$ значительно возрастает [6]. И, соответственно, условия резонанса и антирезонанса [3] для этой спин-волновой моды $n = 2$ достигаются при больших значениях внешнего магнитного поля H_0 , чем в случае магнитной нанорешетки $2r = 10$ нм с высокой плотностью упаковки (кривая 1 на рис. 5).

Между тем условия резонанса и антирезонанса для спин-волновой моды низшего порядка $n = 1$ с нулевым волновым числом $k = 0$ не изменяются, и в зависимости от приложенного внешнего постоянного магнитного поля H_0 не меняется положение соответствующих экстремумов (кривые $a-d$ на рис. 4).

Таким образом, действием внешнего магнитного поля можно изменять параметры магнитных нанорешеток, добиваться выполнения условий резонансов и, таким образом, управлять распространением и отражением электромагнитных волн.

В магнитных нанорешетках с металлическими наночастицами и нанопроволоками, помимо ферромагнитного резонанса, может осуществляться еще и антирезонанс, что расширяет возможности управления спектральными свойствами.

Исследование оптических и магнитных свойств решеток ферромагнитных нанопроволок перспективно для разработки новых электронных компонентов для современных систем связи и обработки информации.

Список литературы

1. **Pardavi-Horvath, M.** Interaction Effects in Permalloy Nanowire Systems / M. Pardavi-Horvath, P. E. Si, M. Vazquez, W. O. Rosa, G. Badini // J. Appl. Phys. – 2008. – V. 103. – 07D517.
2. **Makeeva, G. S.** Tuning the Scattering Parameters of Magnetic Nanowire Arrays Near the Antiresonance at Photonic Frequencies / G. S. Makeeva, M. Pardavi-Horvath, O. A. Golovanov // IEEE Transaction on Magnetics. – 2009. – Oct. – V. 45. – № 10. – P. 4074–4076.
3. **Гуревич, А. Г.** Магнитные колебания и волны / А. Г. Гуревич. Г. А. Мелков. – М. : Наука, 1994.
4. **Голованов, О. А.** Метод автономных блоков с магнитными нановключениями и каналами Флоке для математического моделирования магнитных наноструктур с учетом обмена и граничных условий / О. А. Голованов, Г. С. Макеева // Радиотехника и электроника. – 2009. – Т. 54. – № 12. – С. 1421–1428.
5. **Ахиезер, А. И.** Спиновые волны / А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский. – М. : Наука, 1967.
6. **Arias, R.** Theory of spin excitations and the microwave response of cylindrical ferromagnetic nanowires / R. Arias, D. L. Mills // Physical Review B. – 2001. – V. 63. – P. 134439.

Голованов Олег Александрович

доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий кафедрой
математики и начертательной геометрии,
Пензенский артиллерийский
инженерный институт
им. Н. Н. Воронова

E-mail: golovanovol@mail.ru

Golovanov Oleg Alexandrovich

Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, head of sub-department
of mathematics and descriptive geometry,
Penza Artillery and Military Engineering
Institute named after N. N. Voronov

Макеева Галина Степановна

доктор физико-математических наук,
профессор, кафедра радиотехники
и радиоэлектронных систем, Пензенский
государственный университет,
действительный член Академии
инженерных наук им. А. М. Прохорова

E-mail: radiotech@pnzgu.ru

Makeeva Galina Stepanovna

Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, sub-department of radio
engineering and radio-electronic systems,
Penza State University, full member
of Engineering sciences Academy
named after A. M. Prokhorov

Чиркина Марина Александровна

ассистент, кафедра прикладной
математики, Пензенский
государственный университет
архитектуры и строительства

E-mail: golovanovol@mail.ru

Chirkina Marina Alexandrovna

Assistant, sub-department of applied
mathematics, Penza State University
of Architecture and Construction

УДК 535.32

Макеева, Г. С.

Спиновая динамика в решетках ферромагнитных металлических нанопроволок в условиях скин-эффекта в терагерцовом диапазоне частот / Г. С. Макеева, О. А. Голованов, М. А. Чиркина // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2010. – № 2 (14). – С. 117–125.